Zeitschrift: Helvetica Physica Acta
Band: 22 (1949)
Heft: I

Artikel: Zur Kenntnis des Funkenzählers
Autor: Rytz, Albrecht
DOI: https://doi.org/10.5169/seals-111986

Nutzungsbedingungen
Die ETH-Bibliothek ist die Anbieterin der digitalisierten Zeitschriften auf E-Periodica. Sie besitzt keine Urheberrechte an den Zeitschriften und ist nicht verantwortlich für deren Inhalte. Die Rechte liegen in der Regel bei den Herausgebern beziehungsweise den externen Rechteinhabern. Das Veröffentlichen von Bildern in Print- und Online-Publikationen sowie auf Social Media-Kanälen oder Webseiten ist nur mit vorheriger Genehmigung der Rechteinhaber erlaubt. Mehr erfahren

Conditions d'utilisation
L'ETH Library est le fournisseur des revues numérisées. Elle ne détient aucun droit d'auteur sur les revues et n'est pas responsable de leur contenu. En règle générale, les droits sont détenus par les éditeurs ou les détenteurs de droits externes. La reproduction d'images dans des publications imprimées ou en ligne ainsi que sur des canaux de médias sociaux ou des sites web n'est autorisée qu'avec l'accord préalable des détenteurs des droits. En savoir plus

Terms of use
The ETH Library is the provider of the digitised journals. It does not own any copyrights to the journals and is not responsible for their content. The rights usually lie with the publishers or the external rights holders. Publishing images in print and online publications, as well as on social media channels or websites, is only permitted with the prior consent of the rights holders. Find out more

Download PDF: 09.08.2025

ETH-Bibliothek Zürich, E-Periodica, https://www.e-periodica.ch

Copyright 1949 by Schweizerische Physikalische Gesellschaft.
Société Suisse de Physique. – Società Fisica Svizzera.
Nachdruck verboten. – Tous droits réservés. – Printed in Switzerland.

Zur Kenntnis des Funkenzählers

von **Albrecht Rytz.**

(12. XII. 1948.)

Zusammenfassung: Neben Bestrahlung einer Funkenstrecke führt auch anderweitiges Hineinbringen von Ionen zu Funkenauslösung. Untersuchungen des Spannungssturzes beim Funkenübergang zeigten dessen Abhängigkeit von den Schaltelementen auf Zu- und Abflusseite. Die Verhältnisse sind dadurch kompliziert, dass elektrische Schwingungen auftreten. Mit dem Spannungssturz proportional erwies sich die pro Funken transportierte Ladung (Funkenintensität), deren untere Grenze, bei Weglassung jeder zusätzlichen Kapazität, kleiner ist als die Entladungen eines Spitzenzählers. Nebst zufälligen kleineren Intensitätsschwankungen wurde ein Unterschied beobachtet, je nachdem an welcher Elektrode der Hochohmwiderstand angeschlossen war. Dies lässt sich auf das verschiedene Verhalten der + und — Ionen zurückführen, das in der verschiedenen mechanischen Einwirkung auf eine Silberschicht zum Ausdruck kam.

Versuche mit zwei parallel geschalteten Anoden liessen vermuten, dass die bestrahlte Funkenstrecke UV aussendet, das die andere Strecke durch Photoeffekt zum Zünden bringt. Diese Hypothese liess sich experimentell prüfen und verifizieren durch zwei parallel geschaltete Funkenstrecken, zwischen denen eine quer verschiebliche feine Spaltblende angebracht war. Es konnte nachgewiesen werden, dass das vor der Anode der einen Funkenstrecke ausgesandte UV auf die Kathode der zweiten einwirkt.

Geringe zusätzliche elektrische Felder ändern unerwarteterweise die Funkenfrequenz einer konstant bestrahlten Funkenstrecke erheblich, während das Funkenpotential praktisch dasselbe bleibt. Versuche mit einer ringförmigen Hilfselektrode, wobei die (axialen) Feldänderungen berechenbar waren, zeigten, dass die Verstärkung des Anodenfeldes von einer Frequenzerhöhung gefolgt wird. Aus der Ansicht, dass dabei der Raum vergrössert wird, worin die Elektronengeschwindigkeit zur UV-Anregung ausreicht, ergaben sich genauere Vorstellungen über Form und Grösse des Raums, in dem ionisierende Teilchen Funken auslösen können (Zählvolumen) bei 2 Kugeln, Kugel/Platte und bei Polwechsel. Der Vergleich mit den Versuchsresultaten ist befriedigend und stützt auch die Erklärung des Auslösemechanismus.

Aus den im letzten Kapitel mitgeteilten Dauerversuchen geht hervor, dass der Funkenzähler zwar bis zu hohen Funkenfrequenzen brauchbar ist, aber seine (längere Zeit konstante) Empfindlichkeit gelegentlich ändert, was vermutlich von Änderungen der photoelektrischen Wirksamkeit der Kathode herrührt.

Einleitung.

Nachdem GREINACHER[10–14]) über die Entwicklung des Funkenzählers und die damit aufgeworfenen Fragen berichtet hatte, haben sich STUBER[36]), LIECHTI[24]), JEANGUENIN[21]), FREY[9]), mit der weiteren Ausgestaltung, ferner der Wirkungsweise und Anwendung des neuen Zählgerätes befasst. Es hat sich dabei gezeigt, dass sich infolge der Kleinheit des zählempfindlichen Volumens und der grossen UV-Empfindlichkeit besondere Anwendungsmöglichkeiten bieten. Auch ist der Zähler infolge seiner einfachen Anordnung, welche sowohl die Verwendung von Gleich- als auch Wechselspannung erlaubt (GREINACHER[15])), für Demonstrationszwecke vorzüglich geeignet. Hingegen ist seine Brauchbarkeit für genaue Messungen an die Erfüllung gewisser Bedingungen geknüpft. Dies hängt damit zusammen, dass zwar die Einrichtung recht einfach, der Entladungsprozess aber im Vergleich zur Spitzenzähler- und Zählrohranordnung wesentlich komplizierter ist. Zur Beurteilung der Leistungsfähigkeit des Funkenzählers war es daher nötig, näheren Aufschluss über die Funkenauslösung durch ionisierende Teilchen zu erhalten. Dabei war zu erwarten, dass Untersuchungen am Funkenzähler auch allgemein gewisse Einblicke in den Mechanismus der Funkenentladung gewinnen liessen.

Untersuchungen über elektrische Gasentladungen nehmen gewöhnlich ihren Ausgang von der Townsendschen Theorie des Durchschlags[37]) und deren Ergänzungen, wovon die wichtigsten Punkte kurz genannt seien: ROGOWSKI[31]) (Raumladung), GREINER[16]) (lichtelektrische Rückwirkung), SCHADE[33]) (Entladungsprodukte). Unter vereinfachenden Voraussetzungen wie homogenes Feld, niedriger Druck, kleine Stromdichte oder unselbständige sowie stabile Entladungen war die Entladungsforschung sehr erfolgreich und führte zur quantitativen Erfassung mehrerer Vorgänge (MEILI[26]), v. GUGELBERG[17])). Andererseits ermöglichten Untersuchungen starker Funken([2]), [19]), [29])) wichtige Aussagen qualitativer Art, insbesondere die Entdeckung des Kanalaufbaus (siehe z. B. in DOSSE und MIERDEL[8])). Die Entladungen des Funkenzählers nehmen nun gerade eine Mittelstellung ein, indem sie bei relativ hohem Druck und geringer Schlagweite (und Stromstärke) stattfinden. Im Jahre 1934 erklärte GREINACHER[10]) die Funkenauslösung, dem damaligen Stande der Theorie entsprechend, durch die Rückwirkung der positiven Ionen an der Kathode. Später bezeichnete allerdings ROGOWSKI[32]) die positive Ionisierung als den wunden Punkt der Durchschlagstheorie. Doch stand der Ansatz von GREINACHER weder bei STUBER[36]) noch bei FREY[9]) zur Diskussion und bildete

auch für diese Arbeit eine Ausgangshypothese. Daneben gewann aber das in den Funken erzeugte UV immer mehr an Bedeutung, und es seien hier einige Arbeiten kurz erwähnt: CHRISTOPH[5]) (Coronaentladung in Luft und H_2 von 15 Tor, nimmt Anregung nahe der Anode an), RAETHER[29]) ($\lambda = 800 \div 1000$ÅE, Absorptionskoeffizient in Luft, 760 Tor: 2 cm^{-1}, Raumionisierung), COSTA[6]) ($\lambda = 800 \div 1000$ ÅE, in H_2), SCHWIECKER[34]) (Raumionisierung, Abs. koeff. Luft 760 Tor: 1,5 cm^{-1}), BARTHOLOMEYCZYK[4]) (theoretisch, Oberflächenionisierung). Schliesslich mögen hier noch die von WIEDEMANN entdeckten und von M. W. HOFFMANN[18]) untersuchten «Entladungsstrahlen» erwähnt werden, die mit Hilfe von Phosphoren nachgewiesen wurden und zweifellos in einer intensiven UV-Strahlung bestanden.

Das Ziel vorliegender Arbeit war, auf experimentellem Weg eine Erklärung des Auslösemechanismus beim Funkenzähler und Unterlagen für seine praktische Anwendung zu erlangen.

1. Versuchsanordnung.

Schaltungen und Apparate.

Hier sei die allgemeine Versuchsanordnung beschrieben, während die für bestimmte Zwecke verwendeten Einrichtungen an den betreffenden Stellen angegeben werden sollen.

Ein Blockschema (Fig. 1) vermittelt einen Überblick über die Anordnung der Registrier- und Speisegeräte und des Funkenkreises.

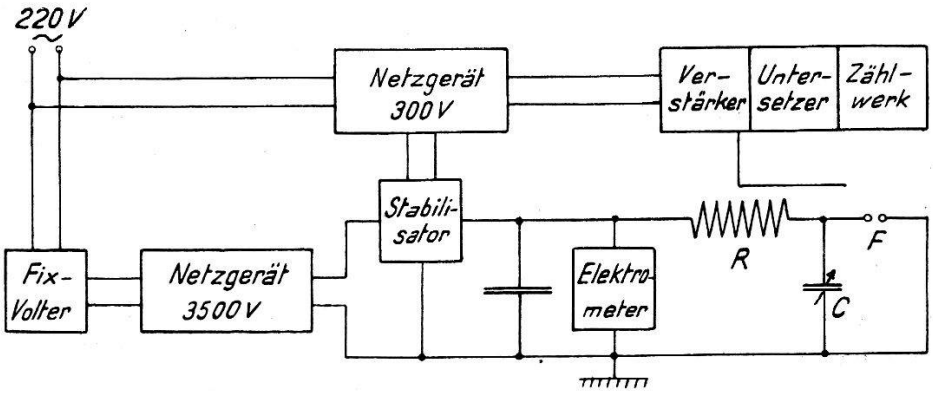

Fig. 1.
Schema der Anordnung.

Die Hochspannung wurde wie in der Arbeit von JEANGUENIN[21]) erzeugt. Jedoch ist eine Spannungsstabilisierungseinrichtung, nach STRONG[35]), angeschlossen, da die Stabilisierung mittels Fix-Volter für die vorgesehenen Versuche nicht genügte. Dies hängt mit dem

Umstand zusammen, dass die Zählkurve des Funkenzählers im allgemeinen kein «Plateau» hat und sehr steil verläuft.

Die Schaltung des *Stabilisators* ist in Fig. 2 wiedergegeben. Die Pentode *E* 446 eignet sich zu diesem Zwecke vorzüglich, da ihre Anode oben am Kolben herausgeführt ist. Es wurden Spannungen bis zu 3800 V angelegt.

Durch Ändern der Batterieabgriffe kann man das Gerät für jede beliebige Spannung auf die grösste Stabilisierungswirkung einstellen. Die negative Vorspannung wirkt grob, die Schirmgitter-

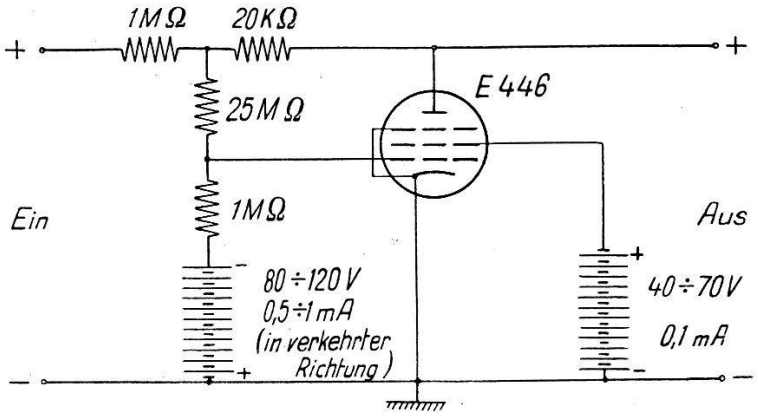

Fig. 2.

Hochspannungsstabilisator.

spannung mittel und das primärseitige Potentiometer am Netzgerät fein regulierend. Frische Leclanché-Batterien sind genügend konstant, um bei $\pm 5\%$ Netzspannungsschwankung die Ausgangsspannung innerhalb $\pm$ 5 V zu halten. Vom Einschalten weg sinkt die Spannung am Ausgang während der ersten halben Stunde um etwa 60 V, später jedoch kaum mehr.

Der *Funkenkreis* besteht aus dem Elektrodenpaar, einem Widerstand *R* (Fig. 1) von 10^8 bis 10^{10} Ohm und einem kleinen Kondensator *C*, wobei allerdings oft schon die natürlicherweise vorhandene Kapazität genügt[13]). Wünscht man intensivere Funken, so gibt man einige bis etwa 100 pF zu. Da dies immer noch sehr wenig ist im Vergleich zur Speicherkapazität, kann man den Kondensator ebensogut gegen Erde wie parallel zum Widerstand *R* schalten. Dies hat den Vorteil, dass nur eine Belegung an Hochspannung liegt. Immerhin wurde die Äquivalenz der beiden Schaltungen bezüglich Intensität und Abreißspannung noch nachgeprüft und bestätigt.

Die *Registriervorrichtung* musste folgende Forderungen erfüllen:

1. Auszählung aller vorkommenden Funkenfrequenzen.
2. Unabhängigkeit von Funkenkreis und Registriereinrichtung.
3. Ansprechen auf kleinste Funkenintensitäten.
4. Unabhängigkeit davon, welcher Punkt des Funkenkreises geerdet ist, und an welcher Elektrode *R* angeschlossen ist.

2. und 3. liessen sich durch genügende Verstärkung erreichen. Dann konnte nämlich das Registriergerät äusserst lose angekoppelt werden. Es genügte, das 3 cm lange freie Ende der sonst abgeschirmten Leitung zum Verstärkereingang in 1—2 cm Entfernung von derjenigen Elektrodenzuleitung, die vom Hochohmwiderstand kam, anzubringen, um mit dieser «Antenne» genügend Energie aufzufangen, damit die Zählung einwandfrei erfolgen konnte. Dass es sich nicht einfach um eine kapazitive Übertragung handelte, war daran zu erkennen, dass starke Funken meist eine grössere Verstärkerempfindlichkeit verlangten als schwache. Diese Art der Ankopplung erwies sich auch darum als besonders zweckmässig, weil so der Funkenkreis vom Registriergerät völlig unabhängig war (vgl. die 2. Forderung oben), während das beim ehedem verwendeten *R-C*-Glied nicht der Fall sein konnte.

Die Erfüllung der Forderung 1. wurde durch einen *Untersetzer* erreicht, der, da er in gewissem Sinne auch Gleichrichter ist, auch 4. erfüllt. Er enthielt sechs Stufen, die alle einander gleich waren mit Ausnahme des Eingangs der ersten zwei Stufen. Als Vorlage wurde die von BALDINGER[3]) angegebene Schaltung benützt, die verwendete Röhrentype war *EF* 6. Ein Stufenschalter gestattete drei Möglichkeiten der Anpassung des Eingangs an Dauer und Form der Stösse. Die kürzeste der drei Trennzeiten betrug 1/6300 s. Da sie für alle Anwendungen ausreichte, wurde von einer weiteren Verkürzung, die zwar leicht möglich gewesen wäre, abgesehen. Damit konnte allerdings das Untersetzungsverhältnis 1:64 nicht voll ausgenützt werden, aber es verminderte die Abnützung und den oft lästigen Lärm des Zählwerkes. Zur Ermittlung der Trennzeit diente ein Kathodenstrahloszillograph. Die horizontalen Platten erhielten die Spannung des eingebauten Zeitablenkgerätes, die ebenfalls dem Untersetzereingang zugeführt wurde. Die 1:2 untersetzte Frequenz wurde an das andere Plattenpaar gelegt. Solange der Untersetzer richtig arbeitete, entstand eine Art Lissajoussche Figur auf dem Schirm, die beim Überschreiten des Auflösungsvermögens verschwand. Diese Grenzfrequenz wurde mit der eines geeichten Tonfrequenzgenerators verglichen. Das Reziproke davon darf als unge-

fährer Wert der Trennzeit betrachtet werden. Die Impulse jeder beliebigen Untersetzerstufe konnten über eine passende Endverstärkerstufe einen Telephongesprächszähler (Hasler) in Betrieb setzen, der an Zuverlässigkeit nichts zu wünschen übrig liess. Die Interpolation zwischen den Einheiten des Zählwerks erfolgte in üblicher Weise mit Hilfe von kleinen Glimmlämpchen. Ferner wurde ein Schalter angebracht, der erlaubte, zu Beginn einer Messung alle Stufen gleich zu stellen, nämlich so, dass alle Lämpchen brannten.

Die Funkenstrecken.

Die Anordnung der Funkenstrecke war je nach der Art der Versuche verschieden.

Als Material wurde meist Pt verwendet, gelegentlich aber auch Messing, Ni und Stahl und in besonderen Fällen Ag-Spiegel auf Glas (Beobachtung der Einschlagspuren, Kap. 3) und Bogenkohle (reflexionsarme Kathode zur Lokalisierung der UV-Bestrahlung, Kap. 2).

Am geeignetsten erwiesen sich Kugeln oder Halbkugeln von 1—1,5 mm ⌀. Als Kathode diente oft auch eine Platte. Scharfe Ecken waren zu vermeiden, und Kugeln unterhalb etwa 0,75 mm ⌀ zeigten unbefriedigendes Verhalten. Indessen wurden für spezielle Zwecke (Bestimmung von V_α, Kap. 4) stumpfe Spitzen und (Beobachtung des Auslöseortes, Kap. 4) planparallele Platten verwendet.

Die Versuche beschränkten sich auf den Funkendurchgang in Luft. Die Verhältnisse erwiesen sich am günstigsten bei Atmosphärendruck. Jedoch wurde bei eingeschlossenen Funkenstrecken mit festem Elektrodenabstand gelegentlich mit Hilfe passender Druckänderung auf das gewünschte Funkenpotential eingestellt. Als Funkenpotential (V_0) soll fortan das niedrigste Potential (der nicht geerdeten Elektrode) bezeichnet werden, bei dem noch Funken durch β-Strahlen oder UV ausgelöst werden können. Um stabile Verhältnisse zu erhalten, wurde ferner die Luft in eingeschlossenen Funkenstrecken getrocknet. Dadurch wird bei Verwendung von Pt-Elektroden, wie Frey[9]) gezeigt hat, die Nachwirkung nicht erheblich gesteigert. Trockenmittel: P_2O_5 oder «Blaugel».

Bei der Anordnung der Funkenelektroden musste auf genügende Isolation ($> 2 \cdot 10^{12}$ Ohm) und, wegen der kleinen Abstände, auf hinreichende mechanische Stabilität (Beachtung der elektrostatischen Anziehung) geachtet werden. Auch bei Einschmelzen in Duran- oder Jenaerglas war die Isolation erst genügend, wenn die Einschmelzstellen aussen mit (weissem) Siegellack umgeben waren.

Die folgende Tabelle bringt eine Zusammenstellung der Daten der verwendeten eingeschlossenen Funkenstrecken:

Bezeichnung	V_0 (Volt) bei ca. 715 Tor	Trockenmittel	Spezieller Verwendungszweck	Bemerkungen	Kap.
F 1	2650	P_2O_5	Funkenintensität, Spannungsverlauf, versch. Drucke	„Kugelgefäss" (Frey)	3
F 2	1830				
F 3	800	P_2O_5	möglichst schwache Funken	in einem Gefäss vereinigt	3
F 4	570				
F 5	2400	Blaugel	Dauerversuche, höchste Frequenz, Konstanz	wurden stets mit gleicher Polung verwendet	6
F 6	2180	Blaugel			

Alle Elektroden sind Pt-Kugeln, eingeschmolzen in Duran- oder Jenaerglas.

Pt-Kugeln, die man aus einem Draht im Sauerstoffgebläse schmilzt, zeigen oft kleine Buckel oder Spitzen, die dann meistens die Zählfähigkeit vermindern und daher abgetragen werden müssen. Es ist zweckmässig, Pt vor Inbetriebnahme zu glühen, sei es mit Hilfe einer Gebläseflamme oder mittels Induktorentladungen. Dadurch lassen sich auch gelegentlich plötzlich eintretende Störungen leicht beseitigen. Die nötige Alterung durch Funken kann jedoch durch nichts ganz ersetzt werden.

2. Arten und Ort der Funkenauslösung.

Da der Funkenzähler wie auch die andern Entladungszähler auf sämtliche ionisierenden Strahlen sowie auf durch Belichtung ausgelöste Elektronen anspricht, war anzunehmen, dass er auch durch sonstwie in die Entladungsbahn hineingebrachte Ionen zum Zünden gebracht werden kann. Um dies zu bestätigen, wurden Versuche mit Glühionen ausgeführt. Es ergaben sich indessen keine eindeutigen Resultate, da es schwer hält, einen Glühdraht genügend nahe an die Funkenstrecke heranzubringen, ohne die Versuchsbedingungen zu ändern. Jedoch führten Versuche mit Ionen einer Spitzenentladung und solchen, die von α-Strahlen erzeugt waren, zu einem positiven Ergebnis.

Eine spitze Nähnadel ist von der Seite her in ein weites Glasrohr eingekittet. Dieses Rohr führt einen trockenen Luftstrom durch eine Düse und ein Loch im Mantel eines die Funkenstrecke umgebenden

Metallzylinders. Der Luftstrom durchsetzt gerade das Zählvolumen, d. h. den Raum, ausserhalb dessen Teilchen keine Funken auslösen können. Die Düse ist so gebogen, dass kein direktes UV austreten kann. Eine Influenzmaschine lädt die Nadel auf etwa 10 KV, und an der Funkenstrecke liegt eine das Funkenpotential etwas übersteigende Betriebsspannung. Obschon der Nulleffekt, d. h. die Störung durch Verunreinigungen, beträchtlich ist, kann man in der Tat mehr Funken beobachten, wenn die Nadel geladen ist, als wenn man sie erdet, und zwar unabhängig vom Vorzeichen.

Bei diesen Versuchen hätte man noch den Einwand machen können, dass sich möglicherweise die Glasdüse durch den Ionenstrom auflädt und dann unter Emission von UV gegen den Metallzylinder entlädt, und so die Funken auslösen könnte.

Diesem Einwand begegnen indessen die Versuche mit den durch α-Teilchen erzeugten Ionen. Statt der Nähnadel hat das Glasrohr einen seitlichen Ansatz, in dem sich ein Po-Präparat befindet (zirka 500 est. E.). Dieses liegt auf einem eisernen Schlitten und kann mit einem Magneten von aussen so verschoben werden, dass einmal vor der Düse möglichst viele Ionen gebildet werden, das andere Mal gar keine. Die α-Teilchen selber können das Glasgefäss nicht verlassen, insbesondere können sie die Funkenstrecke nicht erreichen. Bei hinreichender Betriebsspannung genügt schon ein ganz schwacher Luftstrom, um reichlich viele Funken auszulösen, jedoch nur, falls das Po die richtige Lage hat. Im reinen α-Zählbereich (zwischen V_α und V_0, siehe Kap. 4) sind auf diese Weise wahrscheinlich, unterhalb dieses Bereiches sicher, keine Funken zu erhalten.

Die späteren Versuche machen es wahrscheinlich, dass die Funkenauslösung durch Elektronen bewirkt wird.

Neben allen diesen sichtlich durch Ionen verursachten Funkenentladungen gibt es aber auch solche, deren Entstehung noch ungeklärt ist. So kann die Funkenverzögerung aufgehoben werden durch Dampfspuren z. B. von Kampher (Greinacher) wie auch durch vorangegangene Funken, so dass die Erscheinung der Nachwirkung entsteht. Diese ist an der Störung der normalen Funkenstatistik zu erkennen, wenn man Funken durch Strahlen auslöst. Nach Frey[9]) ist die Nachwirkung in trockenen Gasen, ganz besonders in N_2 und H_2, gross. Da Wasserstoff keine metastabilen Zustände kennt, ist eine Erklärung durch metastabile Atome nicht wahrscheinlich. Zudem scheint es mehr als eine Art von Nachwirkung zu geben. Bei der Anordnung von Frey lag die Ursache offenbar im Gas, in anderen Fällen jedoch in der Oberfläche der Elektroden. Manchmal wurde nämlich durch Vergrösserung der Zeit-

konstanten des Funkenkreises die Nachwirkung verhindert, manchmal aber gerade durch Verkleinerung bei Wegnahme des Kondensators.

Eine befriedigende Erklärung für die Nachwirkung konnte jedoch bisher nicht gefunden werden. In der Literatur ist gelegentlich von «Feldelektronenemission dünner Isolatorschichten» die Rede (PAETOW[28]), ROGGEN und SCHERRER[30])). Welches aber hier der Mechanismus der Funkenauslösung ist, entzieht sich noch unserer Kenntnis.

Bei allen Arten der Funkenauslösung ist der Entladungsvorgang (Funkenintensität, Spannungsverlauf usw.) praktisch derselbe. Dies führte seinerzeit schon GREINACHER[10]) zur Vermutung, dass der Funkenmechanismus im wesentlichen stets der gleiche sei.

Über den Ort der Funkenauslösung bei α-Strahlen geben die Versuche von Kap. 4 Auskunft. Darüber und auch über den Fall der UV-Bestrahlung hat bereits STUBER[36]) berichtet. Die dortigen Angaben müssen allerdings um einen kleinen Betrag korrigiert werden, da bei der Berechnung der Breite des Zählvolumens bei α-Bestrahlung die Breite des Strahlenbündels nicht addiert, sondern subtrahiert werden sollte. Ferner ist zu beachten, dass bei Ausmessung des Zählvolumens für UV-Bestrahlung, infolge der Reflexionen an den Elektroden leicht ein zu grosser Wert für die Breite vorgetäuscht wird. Immerhin geht schon aus STUBERS Messungen hervor, dass in diesem Falle das Zählvolumen keine Höhenausdehnung besitzt und sich auf einen Teil der Kathodenoberfläche beschränkt.

Um ein Resultat unter möglichster Ausschaltung von UV-Reflexionen zu erhalten, wurde ein Versuch mit einer Kohlekathode ausgeführt. Mit Hilfe eines Mikroskops liess sich feststellen, wo ein fein ausgeblendeter UV-Strahl die Kathode traf, ferner ob und wo ein Funken ausgelöst wurde. Es zeigte sich nun, dass das was FREY[9]) als «Funkenfläche» bezeichnet hat, gerade ungefähr die zählempfindliche Fläche darstellt. Im übrigen verteilten sich aber die Funken über die Funkenfläche unabhängig davon, wo das UV diese traf.

3. Spannungsverlauf und Funkenintensität.

Die Funkenintensität kann durch die pro Funken transportierte Ladungsmenge Q angegeben werden. Zur Messung von grösseren Intensitäten wurde ein ballistisches Galvanometer (50 Ohm) in den Abfluss eingeschaltet. Ein Parallelwiderstand (1167 Ohm) sorgte für aperiodische Dämpfung, und ein Parallelkondensator (2 MF) für wechselstrommässigen Kurzschluss. Im Falle kleinerer Intensitäten luden die Entladungsstösse einen kleinen Kondensator auf,

dessen Spannung (< 2 V) mit einem POHLschen Elektrometer gemessen wurde.

Der Spannungssturz δV (Betriebsspannung minus Abreißspannung: $\delta V = V - V_a$) wurde ähnlich wie bei STUBER[36]) mit dem K. O., jedoch ohne Zeitablenkung, gemessen (siehe Fig. 3). Die Batterie diente dazu, die Nullstellung des Kathodenstrahles aus dem Gesichtsfeld heraus nach oben abzulenken. Auf dem Leuchtschirm war eine mit Gleichspannung geeichte Skala angebracht, und man beobachtete, bis wie weit herab sich der Elektronenstrahl senkte, wenn ein Funken überging. Der Spannungsteiler (1:31,5) gestattete unmittelbar die Berechnung des Spannungssturzes. Dabei brauchte der Nebenschluss 1 Megohm + Batterie nicht in Rechnung gesetzt zu werden. Es war aber wichtig, dass Eichung und Messung bei gleicher Strahlstromstärke stattfanden.

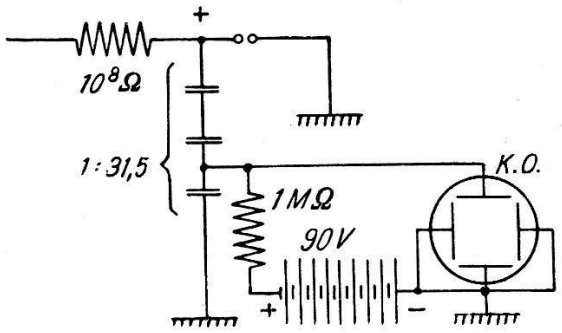

Fig. 3
Messung der Abreißspannung.

Beim Funkenzähler sendet jede Entladung stark gedämpfte Wellenzüge sehr verschiedener Frequenzen aus. Der Spannungsverlauf ist also im allgemeinen ein oszillatorischer, wie dies KLÄY[22]) bei intensiven Funken gezeigt hat, und daher wesentlich anders als bei Spitzenzähler und Zählrohr (z. B. TUOKKO[38])). Er erlaubt denn auch die in Fig. 1 angedeutete äusserst lose Ankopplung des Registriergeräts. Ferner verursachen die Funken in einem Radioempfänger (Kurzwellenbereich) selbst auf grössere Distanz deutliche Knalle (vgl. [13])). Diese Knalle sind bei unter gleichen Umständen ausgelösten Funken ganz verschieden stark, was darauf hinweist, dass das Frequenzspektrum von Funken zu Funken ändert. Weiter können in der Leitung, die die eine Elektrode erdet, hohe Spannungen auftreten, die sogar (bei nicht allzu schwachen Funken) eine der Erdleitung parallelgeschaltete Glimmlampe zum Leuchten bringen, und zwar ganz verschieden stark bei gleich intensiven Funken. Schlechte Verbindungen in den Zuleitungen werden oft durch Funken überbrückt und sind daher bei Messungen der Funkenfrequenz zu vermeiden.

Trotz der hochfrequenten Schwingungen haben in den Abfluss eingeschaltete Induktivitäten praktisch keinen Einfluss auf Intensität und Abreißspannung des Funkens. Hingegen wächst, in Bestätigung der Versuchsresultate von STUBER[36]), mit zunehmender Grösse des Abflusswiderstandes R_2 (Fig. 4) die Abreißspannung, ohne dabei von der Grösse des Zuflusswiderstandes R_1 stark abhängig zu sein. Für die Funkenintensität wurde entsprechend eine Abnahme bei wachsendem R_2 gefunden, fast unabhängig von R_1. Werden andererseits die Widerstände und der eine Kondensator festgehalten, so ändert sich die Abreißspannung nur, wenn C_2 variiert wird. Die Intensität hingegen ändert sich stark mit C_1 und schwächer mit C_2. Im letzten Falle zeigte sich das unerwartete Verhalten, dass die Funkenintensität bei Verwendung von Abflusswi-

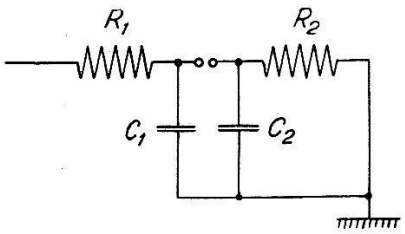

Fig. 4.
Schaltelemente des erweiterten Funkenkreises. $R_1 \geqslant 10^8$ Ohm, $R_2 < R_1$

derständen zwischen 5 und 500 KΩ und Anwachsen der Kapazität C_2 von 20 auf 300 pF ein Minimum durchläuft (das tiefste Minimum betrug 40% der Werte am Rand des C_2-Intervalles). Dieses gleichstrommässig nicht erklärbare Verhalten kommt vielleicht durch Reflexionen der angestossenen Wellenzüge zustande, die je nach den Schaltelementen verschieden stark ausfallen.

Es ist anzunehmen, dass das eben erwähnte Minimum auch für den Spannungssturz auf der Zuflußseite gilt, denn es ergab sich Proportionalität zwischen Funkenintensität und Spannungssturz. Wenn γ die natürliche Kapazität bedeutet, kann man ansetzen:

$$Q = (C_1 + \gamma)\, \delta V.$$

Diese Beziehung möge durch folgende, mit F 1 bei verschiedenen Drucken ausgeführten Messungen, belegt werden:

p Tor	V_0 Volt	δV Volt	Q 10^{-9} C	$Q/\delta V$ pF
140	740	290	6,35	21,9
281	1320	676	13,3	19,7
441	1765	1062	24,1	22,7
562	2130	1432	32,4	22,7
708	2500	1771	40,6	22,9
			Mittel:	22,0

Mit dem Werte $C_1 = 13{,}5$ pF ergibt sich somit für γ, die Kapazität der Elektrode und des Widerstandes gegen Erde, 8,5 pF. Die Messungen wurden mit dem ballistischen Galvanometer ausgeführt.

Mit der Grösse des Spannungssturzes hängt eng die Frage nach der Trennzeit zwischen den Funken zusammen. Je kleiner δV, umso grösser das Auflösungsvermögen, da die Funkenladung umso rascher nachfliessen kann. Die Trennzeit berechnet sich nach GREINACHER[13]) zu

$$\tau = R_1 C_1 \cdot \ln \frac{\delta V}{\Delta V}, \text{ wobei } \Delta V = V - V_0 = \text{Überspannung.}$$

Man kann versuchen, den Spannungssturz durch Vergrösserung von R_2 oder Verkleinerung von C_2 herabzusetzen, kommt aber wegen der gleichzeitigen Verzögerung des Abflusses zu keiner Erhöhung der Auflösung. Ferner wurde versucht, mit einer Schaltung ähnlich der von NEHER und HARPER[27]) für Zählrohre angegebenen, den Spannungssturz zu vermindern, jedoch ohne Erfolg, denn die Abreißspannung wurde just noch erniedrigt. Obschon für R_2 wesentlich kleinere Werte genügten, konnte kein grösseres Auflösungsvermögen erzielt werden. Ebenso blieben Versuche bei vermindertem Luftdruck erfolglos. Der Spannungssturz wurde zwar kleiner. Da aber gleichzeitig auch das Funkenpotential und der Zählbereich abnahmen, führte dies keineswegs zu günstigeren Verhältnissen.

Es wurde auch die Frage geprüft, welche untere Grenze der Funkenintensität sich erreichen lässt. Mit der Funkenstrecke F 3 gelang es, Intensitäten bis hinab zu 0,22 est. E. ($V = 1000$ Volt) zu erhalten. Die untere Grenze war im wesentlichen dadurch bestimmt, dass die natürliche Kapazität der Funkenstrecke nicht verkleinert werden konnte. Andererseits war es möglich, mit einem Spitzenzähler Stösse bis zu 0,32 est. E. zu erhalten ($V = 3100$ Volt), so dass man sagen kann, dass sich beide Entladungsarten intensitätsmässig etwas überschneiden.

Die Funkenintensität ist unabhängig davon, welches Ereignis den Funken ausgelöst hat, und für α-Teilchen kann man zeigen, dass es auch gleichgültig ist, wo das Teilchen das Zählvolumen durchquert hat. Hingegen kann man beim Beobachten vieler, unter gleichen Bedingungen ausgelösten Funken eine, je nach vorgegebener Intensität, verschieden grosse Streuung der Ladungsmenge von im Mittel $\pm$ 3% feststellen. Gelegentlich gruppieren sich die gemessenen Intensitäten auch um zwei etwa gleich wahrscheinliche Werte (Abstand etwa 10%) derart, dass dazwischen eine grössere, von gemessenen Werten freie, Lücke entsteht. Die Ursache der Streuung der Intensität muss in den beim Funken beteiligten zufälligen Vorgängen (Anregung, Ionisation, Photoeffekte, Diffusion) gesucht werden.

Oberflächlich betrachtet ist es für die Funkenintensität gleichgültig, an welcher Elektrode der Hochohmwiderstand angeschlossen ist. Versuche ergaben jedoch Unterschiede bis zu 5%, und zwar schwächere Funken, wenn der Widerstand an der Anode lag. Dies lässt sich dadurch erklären, dass die Elektronen sich, dank ihrer grossen Beweglichkeit, rascher auf die Anode begeben können als die positiven Ionen auf die Kathode. Wenn also der Widerstand an der Anode liegt, wird die Abreißspannung früher erreicht und weniger Ladung transportiert als im umgekehrten Fall.

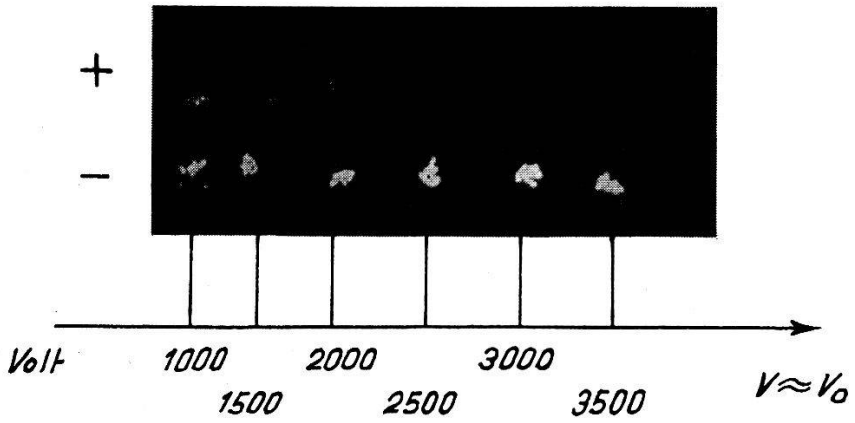

Fig. 5.
Einschläge von je 100 Funken auf Ag-Spiegel.
Vergrösserung 20fach. $R = 10^9$ Ohm, ohne C.
Untere Reihe: Spiegel Kathode. Obere Reihe: Spiegel Anode.

Das je nach Vorzeichen unterschiedliche Verhalten der Ladungsträger kommt auch in Fig. 5 zum Ausdruck, wo ein als Elektrode benutzter Ag-Spiegel (auf Glas) abgebildet ist.

Die Gegenelektrode war eine Pt-Kugel. Die Betriebsspannung wurde schrittweise um 500 Volt geändert und dazu die Schlagweite jeweilen so eingestellt, dass das Funkenpotential knapp überschritten war. Bei jeder Einstellung wurde eine frische Stelle auf dem Spiegel benutzt, eine Serie von 100 Funken hindurchgesandt und danach das Vorgehen bei kommutierter Spannung wiederholt. Es fällt auf, dass die Spuren der Funken am anodisch verwendeten Spiegel umso deutlicher sind, je kleiner die Schlagweite (und Spannung) war, wogegen das an der Kathode nicht der Fall ist. Die Funkenspuren geben ein Mass für die Energie der auf die Elektroden fallenden Ladungsträger. Die positive Raumladung schirmt die Anode umso mehr ab, je grösser die Schlagweite und damit die Funkenintensität ist. Deshalb kommen die Elektronen mit umso grösserer Geschwindigkeit auf der Anode an, je kleiner die Schlagweite ist.

4. Zum Mechanismus der Funkenauslösung durch α-Teilchen.

Damit in einer Entladungsstrecke freie Elektronen eine selbständige Entladung einleiten können, muss die Rückwirkung auf das Gas oder die Kathode so stark sein, dass genügend Elektronen nachgeliefert werden. Art und Stärke der Rückwirkung (Stoss- oder Photoionisation von Gas oder Kathodenoberfläche, Elektronenbefreiung durch metastabile Atome) hangen ab von der Beschleunigung, die die Elektronen erhalten, ferner von der Wechselwirkung der Entladungsprodukte.

Die nachfolgend beschriebenen Versuche hatten das Ziel, die Art der Rückwirkung bei durch α-Teilchen ausgelösten Funken festzustellen.

Zunächst wurde der Ort der Funkenauslösung mit Hilfe einer planparallelen Funkenstrecke näher untersucht. Einer polierten, runden Messingplatte stand eine ebensolche vom doppelten Durchmesser (2 cm) gegenüber, die durch drei Schrauben der ersten möglichst parallel gestellt wurde. Die bei passender Betriebsspannung ausgelösten Funken verteilten sich dann gleichmässig über den verfügbaren Raum. Zunächst wurde nun eine Spannung im reinen α-Zählbereich gewählt, der bei einem V_0 von 3000 V nur etwa 20 V betrug. Die Bestrahlung des Plattenzwischenraumes geschah mit einem schmalen Fächer von Po-Strahlen, der mit Hilfe eines 0,1 mm weiten und 6 mm tiefen Spaltes ausgeblendet wurde. Die Funkenstellen wurden mit einem Mikroskop beobachtet. Die Blickrichtung war den α-Strahlen entgegengerichtet, senkrecht zu den Feldlinien. An welcher Stelle man auch den Strahlenfächer durch den Plattenraum streichen liess, immer befanden sich die Funken, wie erwartet, innerhalb des Fächers. Erhöhte man aber die Spannung etwas über das Funkenpotential, so entstanden auch ausserhalb des Strahlenfächers Funken und zwar besonders an einigen, wohl wegen Unregelmässigkeiten der Oberflächen, bevorzugten Stellen. Beim Bestrahlen dieser Stellen zündeten die Funken fast nur dort. Aber auch wenn diese Stellen 5 mm ausserhalb des α-Strahlenfächers lagen, konnten daselbst noch Funken beobachtet werden.

Um nun die Art der Fernwirkung zwischen Bestrahlungs- und Funkenort zu untersuchen, griff man gleichsam aus den unendlich vielen Funkenorten zwischen den Platten zwei heraus, indem einer polierten Ni-Platte (—) zwei halbkugelig abgerundete Pt-Drähte (+) gegenübergestellt wurden. Die beiden Anoden waren über denselben Widerstand an die Hochspannung angeschlossen, so dass stets nur eine Funkenstrecke aufs Mal zünden konnte. Um die von Auge zu

bestimmende Funkenfrequenz nicht allzu hoch zu erhalten, wurde ein grosser Zuflusswiderstand (10^9 Ohm) gewählt. Die beiden Schlagweiten waren nicht genau gleich (Unterschied in V_0 etwa 200 V), und die Achsen der beiden Funkenstrecken hatten etwa 3 mm Zwischenraum. Das Po mit Spaltblende konnte auf einem Mikroskopkreuztisch messbar verschoben werden. Die günstigste Betriebsspannung lag ein wenig über dem höheren V_0. Der Spalt

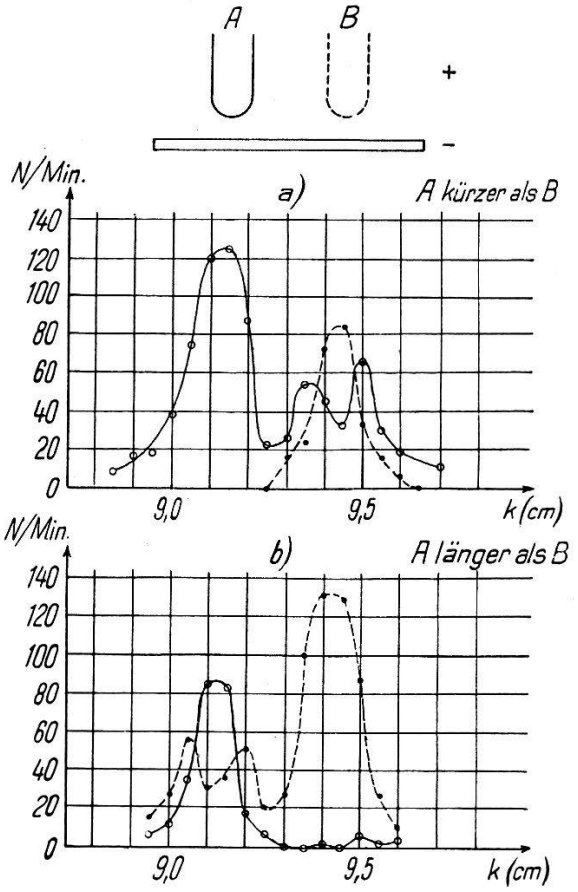

Fig. 6

Versuche mit der Zwillingsfunkenstrecke.

wurde nun in kleinen Schritten seitlich verschoben, so dass der Fächer zuerst das eine Zählvolumen überstrich und darauf das andere. Erwartungsgemäss ergab sich für jede Funkenstrecke ein Maximum der Funkenfrequenz, wenn der Fächer ihr Zählvolumen mitten durchsetzte. Ausserdem erhielt man aber auch Funken in der unbestrahlten Funkenstrecke. In Fig. 6 ist die Funkenfrequenz als Funktion der seitlichen Verschiebung k des Strahlenfächers aufgetragen, und zwar gibt die ausgezogene Kurve (—) die Frequenz für die Strecke A und die gestrichelte (– – –) die für B. Wurde die anfänglich kürzere Funkenstrecke A (Fig. 6a) länger gewählt als B, so ergab sich analog der spiegelbildliche Frequenzverlauf (Fig. 6b). Die

Figur zeigt ferner, dass bei Bestrahlung der längeren Funkenstrecke (abwechselnd) sowohl diese als auch die kürzere anspricht, nicht aber umgekehrt. Das höhere Minimum der dreigipfligen Kurve kommt dabei so zustande, dass dort die längere Strecke der kürzeren in der Zündung zuvorkommt und ihr diese Funken vorwegnimmt, da eben nur eine Strecke aufs Mal zünden kann. Wären beide Schlagweiten gleich, so würde fast immer die gerade bestrahlte Strecke zünden.

Die so festgestellte Zählvolumengemeinschaft zweier getrennter Funkenstrecken spricht dafür, dass man es beim Funkenzähler, ähnlich wie beim Zählrohr[1])[16]), mit lichtelektrischer Rückwirkung zu tun hat. Diese Auffassung wird auch bestätigt durch einen Versuch, den Costa und Raether[7]) in ähnlicher Richtung durchführten. Sie untersuchten unselbständige Entladungen in verdünntem H_2 (0,86 Tor) und wiesen nach, dass das in einer primären Entladungsstrecke erzeugte UV eine «Nachweisstrecke» zum Zünden brachte.

Es war aber wünschenswert und für weitere Untersuchungen nötig, den Nachweis des Austausches von UV zwischen den Funkenstrecken noch besonders zu erbringen. Dies war durch Anbringen von Blenden zu versuchen. Hierbei erwies sich aber der Zwischenraum der Anoden in der letzten Anordnung als zu klein, um eine Blende einschieben zu können, ohne das Feld allzu sehr zu verzerren. Jedoch gelang dies durch Anwendung zweier völlig getrennter Elektrodenpaare, unter Beibehaltung des gemeinsamen Widerstandes (10^8 Ohm). Die Anordnung der Elektroden ist aus Fig. 7 ersichtlich. Als Kathode der von den α-Teilchen (senkrecht zur Zeichenebene) nicht bestrahlten Funkenstrecke (B) erwies sich ein Pt-Draht am geeignetsten, der schief und eben abgeschnitten war und diese Fläche der Anode der andern Funkenstrecke (A) zuwandte. Die übrigen Elektroden waren Pt-Kugeln. Auf diese Weise war es möglich, bei einem seitlichen Abstand der Funkenstrecken von 5 mm, durch Bestrahlen der (längeren) Strecke A dort nur etwa 10, an der Strecke B dagegen bis über 200 Funken pro Minute zu erhalten. Die verwendete Betriebsspannung von 2700 Volt stellte für A eine Überspannung von 5 V, für B eine solche von 300 V dar. Bei Änderung des seitlichen Abstandes der Funkenstrecken änderte sich die Frequenz an B nicht mehr, als aus geometrischen Gründen zu erwarten war. Deshalb war keine nennenswerte Absorption des UV in der Luft anzunehmen. Nach vielen Misserfolgen gelang es endlich noch, durch Einschieben eines dünnen Glasplättchens in den Zwischenraum, die Zählvolumina zu trennen und zu zeigen, dass immer wenn die Verbindungsgerade zwischen A und B durch das Glas hindurchführte, die Funken an B ausblieben.

Um den Weg des UV noch genauer zu erfahren, wurde so vorgegangen: Zunächst wurde der α-Strahlenfächer möglichst breit genommen, um die Bestrahlungsstärke an A so stark wie möglich zu erhalten. Nun wurden an Stelle des oben genannten Glasplättchens deren zwei angebracht, die, in einer Ebene liegend, eine Spaltblende von 0,2 mm Weite bildeten. Eine Mikrometerschraube erlaubte, diesen Spalt in seiner Ebene und parallel zu den Achsen beider Funkenstrecken auf $^1/_{100}$ mm messbar zu verschieben. Der gläserne Spalt wurde dann schrittweise um 0,05 mm verschoben, und bei jeder Stellung zählte man die Funken pro Minute an der Funkenstrecke B. Die Strecke A, an der es sozusagen keine Funken gab, wurde hierauf umgepolt und die Messung wiederholt.

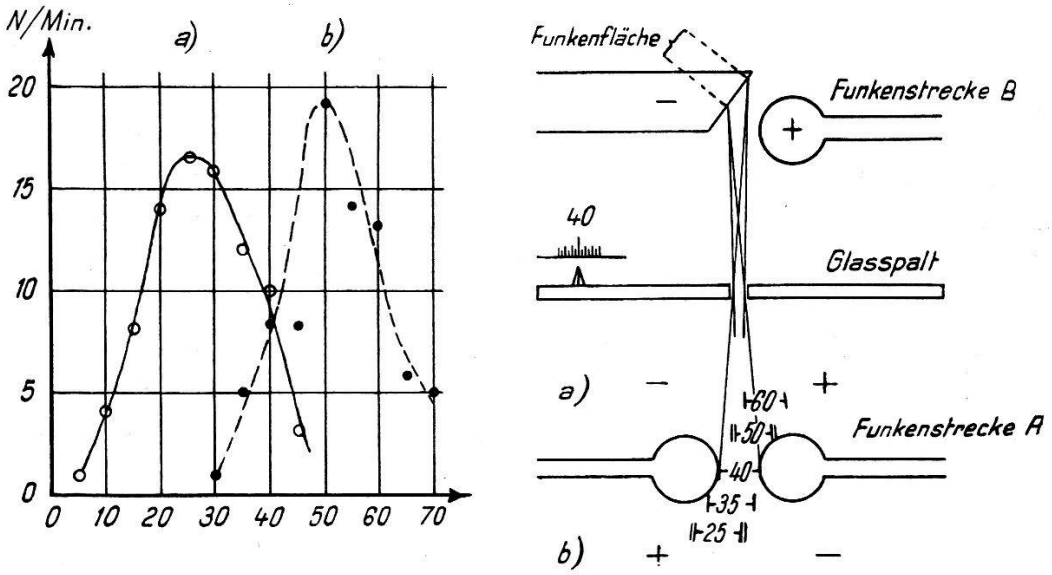

Fig. 7.

Die Versuche mit der doppelten Funkenstrecke.

Die Versuchsergebnisse sind in Fig. 7 links veranschaulicht. Da einerseits der gläserne Spalt nicht zu weit sein durfte, andererseits lange Messzeiten nicht ratsam waren, weil man nur mit ununterbrochenen Messreihen zuverlässige Resultate erhielt, waren die Funkenfrequenzen sehr niedrig ($<$ 20/Min.). Dies erforderte zahlreiche Kontrollen und Stichproben, aber die Reproduzierbarkeit war befriedigend, zudem der Nulleffekt sehr gering. Um jedoch völliges Vertrauen in die Resultate zu erhalten, musste noch nachgewiesen werden, dass die Funkenstrecke B ihre Zählempfindlichkeit bei Verschiebung des Glasspaltes nicht änderte. Zu diesem Zwecke wurde sie mit einem Ra-Präparat bestrahlt. Während der Spalt in jede beliebige Stellung gebracht wurde, zählte die Strecke (abgesehen von statistischen Schwankungen) stets gleichviel, und bei völ-

liger Entfernung des Spaltes war nur eine geringe Frequenzänderung zu bemerken.

Um die Ergebnisse auswerten zu können, musste ein Plan der Anordnung gezeichnet werden, den Fig. 7 rechts zeigt. Deshalb wurden die Elektroden und der Glasspalt mit der Spitze eines Glasfadens unter dem Mikroskop abgetastet. Der geeignet gebogene Glasfaden war am Kreuztisch befestigt.

Es darf angenommen werden, dass von der Strecke *A* kurzdauernde UV-«Blitze» ausgingen, die *B* zum Zünden brachten und in der Luft nicht wesentlich absorbiert wurden. Somit ist der Weg des UV, welches an *B* Funken auslösen konnte, durch den Glasspalt und die kathodische Funkenfläche der Strecke *B* vorgezeichnet. Der Ursprungsort des UV muss also in dem Raumwinkel liegen, den wir durch Rückwärtsprojektion der Funkenfläche durch den Spalt zeichnen können (siehe Fig. 7). Jetzt kennt man also zu jeder Spaltstellung (Abszisse in Fig. 7 links) den zugehörigen Winkel und die Funkenfrequenz an *B*. Die besonders hervorgehobenen Winkel 25 und 50, die den Maxima der Kurven a) und b) entsprechen, liegen symmetrisch bezüglich der Funkenstrecke *A*, und die zu einem Winkel gehörende Funkenzahl ist umso kleiner, je weiter dessen Mittellinie vom Anodenrand entfernt ist. Bei der Abszisse 40 zeigen beide Kurven dieselbe Funkenzahl, und der zugehörige Winkel liegt in der Tat symmetrisch zu den Elektroden. Würden wir aber von der Annahme ausgehen, der Photoeffekt, der *B* zum Zünden bringt, erfolge nicht oder nicht nur an der kathodischen Funkenfläche, so wäre eine zwanglose Deutung der Symmetrieverhältnisse, wie sie durch das Umpolen entstehen, unmöglich. Dies rechtfertigt die anfangs gemachte Annahme der Photoionisation der Funkenfläche.

Diese Versuche ermöglichen also die örtliche Trennung von Vorentladung, Rückwirkung und Funken. Die Rückwirkung besteht in einem Photoeffekt an der Kathode, und zwar sind die Elektronen die Stosspartner der Luftmoleküle und nicht die positiven Ionen, da das UV aus der Anodennachbarschaft kommt. Auf den Ort der Anregung kommen wir noch in Kap. 5 zu sprechen. Die Vorentladungen der Strecke *A* waren, zum Teil wenigstens, unselbständig, jedoch bildeten sie zählbare Ereignisse. Es muss noch erwähnt werden, dass dies nicht ändert, falls die Betriebsspannung im reinen α-Zählbereich der Strecke *A* liegt. Zusammenfassend bietet sich uns der Mechanismus der Funkenauslösung durch α-Teilchen wie folgt dar: Die α-Teilchen befreien aus Luftmolekülen Elektronen, welche dort, wo das Feld ausreicht, Gasatome durch Stoss anregen. Das daherige UV liefert Photoelektronen aus der Kathode nach. Dies

wiederholt sich, bis das Elektroden- und Raumladungsfeld auch noch andere Prozesse ermöglicht.

Die Versuche mit der Doppelfunkenstrecke lassen sich grundsätzlich nur mit α-Teilchen ausführen, aber es darf angenommen werden, dass mit anderen Ionisatoren im wesentlichen dasselbe herauskäme. Es ist sogar denkbar, dass ein einzelnes Elektron einen Funken auslösen kann.

Die geschilderten Versuche illustrieren übrigens die ausserordentliche Empfindlichkeit für UV, die den Funkenzähler ja schon bei Messungen des Photoeffekts an Flüssigkeiten wertvoll gemacht hat[10])[21]). Der Versuch, das UV der Strecke A (ohne Optik) zu photographieren, misslang trotz achtstündiger Exposition. Entweder war

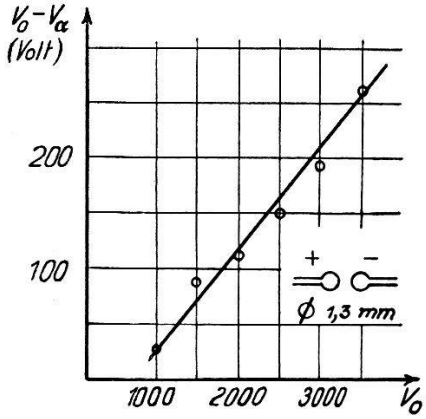

Fig. 8
Reiner α-Zählbereich in Abhängigkeit von V_0.

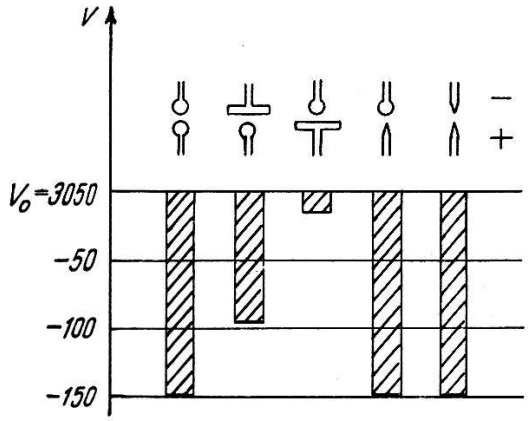

Fig. 9
Reiner α-Zählbereich für verschiedene Elektrodenkombinationen.

die Gelatine für diese Wellenlängen undurchlässig oder die Intensität überhaupt zu gering.

Es muss aber angenommen werden, dass im einzelnen der Funkenablauf bei den stark ionisierenden α-Teilchen etwas anders erfolgt als bei anderen Ionisatoren. Die α-Teilchen können nämlich auch bei Betriebsspannungen unterhalb des gewöhnlichen Funkenpotentials noch Funken auslösen (reine α-Zählung). In diesem Fall kann auch nicht die sonst zulässige Annahme von Frey[9]) zutreffen, dass es sich um die Aufhebung der Funkenverzögerung handelt. In diesem Zusammenhang musste die genauere Kenntnis des reinen α-Zählbereichs, bzw. dessen unteren Grenze V_α, interessieren. Es wurde daher V_α in Abhängigkeit von V_0 (das leichter zu messen ist als die Schlagweite) näher untersucht. Der Fig. 8 ist zu entnehmen, dass der reine α-Zählbereich ($V_0 - V_\alpha$) etwa linear mit V_0 wächst. In Fig. 9 sind dann die Messungen von V_α einiger Elektrodenkombinationen wiedergegeben. Bei allen Messungen war V_0 auf denselben

Wert eingestellt. Man kann die verschiedenen V_α also nur qualitativ miteinander vergleichen. Die Ermittlung des V_α ist weit mühsamer und weniger exakt als die von V_0, d. h. die α-Zählkurve beginnt mit ganz geringer Steigung. Ferner hängt V_α noch von der Stärke des α-Strahlers ab. So löste beispielsweise ein schwaches Po-Präparat unterhalb ($V_0 - 130$) Volt keine Funken mehr aus, während $V_0 - V_\alpha$ für ein starkes Präparat 165 Volt ergab. Schliesslich sei noch an die schon von Frey[9]) erwähnte Tatsache erinnert, dass V_α nochmals um 50–100 Volt tiefer zu liegen kommt, falls die α-Teilchen durch die Achse des Zählvolumens fliegen.

Es ist zu vermuten, dass man einen analogen, wenn auch kleineren reinen Zählbereich für Protonenstrahlen findet. Versuche in dieser Hinsicht konnten aber nicht ausgeführt werden, da das verfügbare Po-Präparat zur Erzeugung einer genügenden Menge von Protonen nicht ausreichte.

Es ist bemerkenswert, dass vor kurzem auch beim Zählrohr eine Besonderheit der α-Zählung gefunden wurde[20]), indem radiale α-Teilchen zufolge der besonderen Raumladungsbildung aussergewöhnlich intensive Entladungen bewirken. Die dortigen Überlegungen lassen sich jedoch nicht auf den Funkenzähler anwenden, da hier die Funkenintensität beim Übergang in den reinen α-Zählbereich keine Unstetigkeit zeigte.

5. Funkenpotential und Zählvolumen.

Das Funkenpotential hängt nicht nur von den Elektroden und dem Zwischengas, sondern auch von der Umgebung der Funkenstrecke ab. Bei den beim Funkenzähler verwendeten kleinen Elektrodenabständen war anzunehmen, dass eine durch die Umgebung vorhandene Feldstörung keinen nennenswerten Einfluss besitzt, und dass dementsprechend auch die durch Bestrahlung ausgelöste Funkenfrequenz hiedurch nicht berührt werde. In der Tat konnte man feststellen, dass durch ein zusätzliches äusseres Feld sich das Funkenpotential nur wenig beeinflussen lässt. Die Funkenfrequenz zeigte jedoch unerwarteterweise schon merkliche Änderungen, wenn man z. B. die Polarität an den (symmetrischen) Kugelelektroden vertauschte, und liess sich stark durch Aufladung der Umgebung beeinflussen. Es war daher von Interesse, den Einfluss elektrischer Felder einerseits auf das Funkenpotential, andererseits auf das Zählvolumen genau zu untersuchen.

In Fig. 10 soll der achsiale Feldverlauf zwischen zwei Funkenelektroden, a) zwischen Kugel/Platte, b) zwischen zwei gleichen

Kugeln angegeben werden. Bei b) und einseitiger Erdung ist der Verlauf, infolge der geerdeten Umgebung, leicht unsymmetrisch, doch ist das Funkenpotential nicht merklich polaritätsabhängig. Auch bei a) entspricht die gefundene Polaritätsabhängigkeit nicht

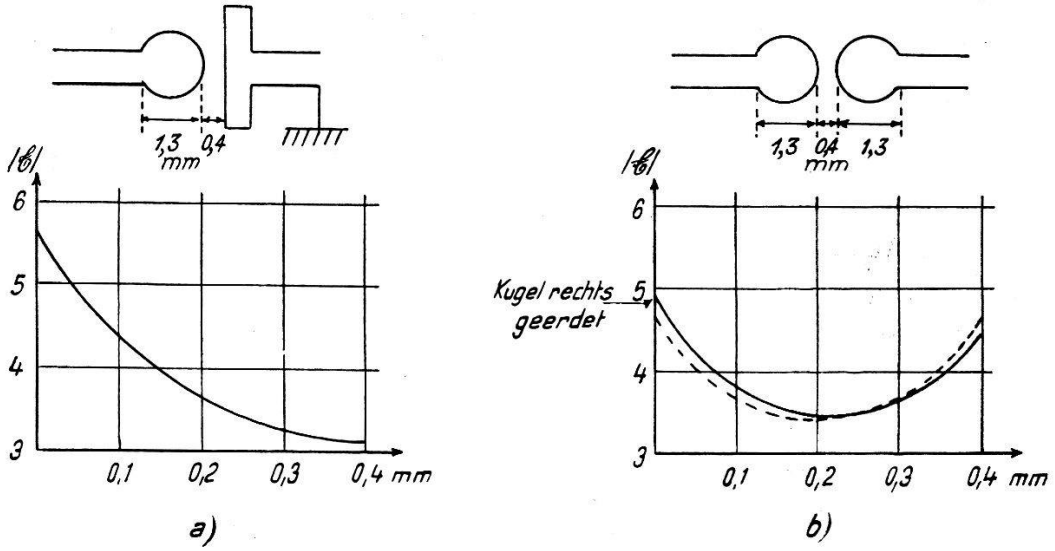

Fig. 10.
Feldstärke (in willkürlichen Einheiten) auf der Achse.
Spannung (2500 V) für a) und b) gleich.

dem stark unsymmetrischen Feldverlauf, tritt jedoch deutlich in Erscheinung. Tabelle 1 möge dies zeigen:

Tabelle 1.

Unterschied von V_0 beim Umpolen von Platte/Kugel bei verschiedenen Kugeldurchmessern und Spannungen. Bei + Kugel ist V_0 immer kleiner.

⌀ (mm) ↓	1500	2000	2500	3000	3500	← V_0 (Volt)
4	5	10	15	20	30	
1,48	5	20	35	45	70	
0,75	15	20	40	60	125	

Fig. 11 zeigt noch die Werte von V_0 und V_α für drei verschiedene Elektrodenkombinationen. Es ist bemerkenswert, dass V_α stärker auf die Feldänderung reagiert als V_0. Weitere Einzelheiten über V_α wurden schon in Kap. 4 angeführt.

Um den Einfluss eines Zusatzfeldes zu untersuchen, wurde um die Funkenstrecke koaxial ein Drahtring angebracht (Fig. 12). Hier liess sich die durch dessen Aufladung bewirkte Feldänderung genauer angeben. Zur Berechnung der Feldverteilung in der Achse kann das

Verfahren der elektrischen Bilder von W. THOMSON angewendet werden (in MAXWELL[25]) oder Hdb. d. Ph. [23])). Die Ladungsverteilung auf den Kugeln (ohne Ring) ersetzen wir danach durch eine unendliche Folge von Punktladungen und berechnen deren Werte und Lage. Die Potentiale der Kugeln seien $+V$ und $-V$. Dann ist die Ringebene (Fig. 12) die Niveaufläche für das Potential Null. Wird nun der Ring herangebracht und mit $+V$ verbunden, so erhält er die Ladung $+cV$, wo c seine im vorliegenden Fall etwa 0,25 cm betragende Kapazität bedeutet*). Der positiv geladene Ring influenziert auf beiden Kugeln negative Ladungen, und das

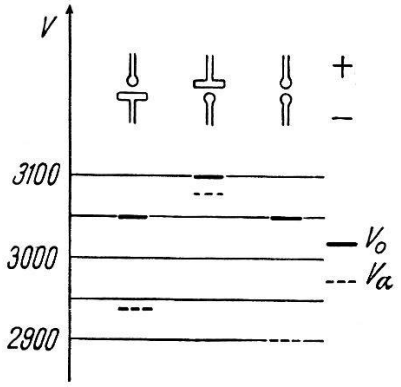

Fig. 11.
V_0 und V_α bei verschiedenen Funkenstrecken.

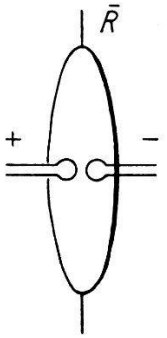

Fig. 12.
Funkenstrecke mit Ringelektrode $\bar{R}$.

Feld dieser (gleichnamigen) Influenzladungen samt ihren Bildfolgen sowie das des Ringes selber überlagert sich dem der (ungleichnamig geladenen) Kugeln. Es ist leicht einzusehen, dass in diesem Fall das Feld an der Anode geschwächt, an der Kathode um gleich viel verstärkt und im Mittelpunkt nicht verändert wird. Tabelle 2 teilt

Tabelle 2.

Feldstärke (in willkürlichen Einheiten) an den Kugelscheiteln, je nach Ringpotential.

	Anode	Kathode
ohne Ring	4,688	4,688
Ring +	4,540	4,836
Ring —	4,836	4,540

die Ergebnisse der Berechnung der Feldstärke an den Kugelscheiteln mit. Der Rechnung liegt eine Schlagweite von 0,4 mm zugrunde,

*) Ich verdanke Herrn Dr. SCHILT eine einfache Formel zur Berechnung der Ringkapazität.

was ungefähr $V_0 = 2500$ V entspricht. Die Feldstärkeänderung beträgt zirka 6%, während V_0 um nur etwa 1% geändert wird. Es leuchtet ein, dass man qualitativ auf dasselbe Ergebnis kommt, wenn der Ring nicht genau in der Symmetrieebene ist oder wenn man eine Kugel erdet. Ein Beispiel möge den Einfluss des Ringpotentials auf das Funkenpotential beleuchten:

Kugeldurchmesser: 1,3 mm
Ringdurchmesser: 10 mm (Draht ⌀ 0,3 mm).

V_0 für $\overline{R}+$	V_0 für $\overline{R}-$
3000 Volt	2940
2300	2290

Mit $\overline{R}+$ ($\overline{R}-$) soll fortan ausgedrückt werden, dass der Ring dasselbe Potential wie die Anode (Kathode) besitzt.

Der Einfluss der Umgebung auf das Zählvolumen ist so gross, dass er sich schon ohne Hilfselektrode nachweisen lässt. Es wurden folgende acht Schaltungsmöglichkeiten geprüft und dafür die angegebenen Zählfrequenzen gefunden:

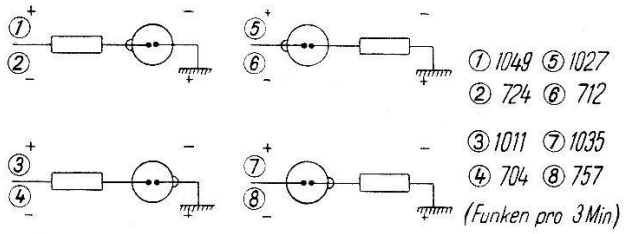

Fig. 13.

Einfluss der Polung auf die Zählfrequenz.
Funkenstrecke F 1, Ra-Bestrahlung.

Es fällt auf, dass bei den ungeraden Schaltungen die Frequenz erheblich höher war als bei den geraden. Nun liegt der Unterschied der beiden Schaltungsgruppen darin, dass die Glaswand, die stets etwa Erdpotential hat, bei den ungeraden Schaltungen dasselbe Potential wie die Kathode hat, bei den geraden jedoch wie die Anode. Bestätigung: Erdete man die Mitte der Hochspannung, so lag die Frequenz nahezu in der Mitte.

Es wurden nun Versuche mit Hilfselektrode gemacht (Anordnung wie in Fig. 12). Die eine Kugel war geerdet, und der Ring konnte geerdet oder über einen Schutzwiderstand von 10^7 Ohm an die Hochspannung angeschlossen werden. Bei konstanter Ra-Bestrahlung und verschieden grossen Ringen wurde nun die Frequenz

gemessen und, wie zu erwarten, immer dann höher gefunden, wenn der Ring das Potential der Kathode besass (siehe Tabelle 3). Das Verhalten des Quotienten q (Frequenz bei $\bar{R}$ — durch die bei $\bar{R}$ +) ist auch ohne weiteres verständlich.

Tabelle 3.

Funkenfrequenzen (pro Min.) bei verschiedenen Ringdurchmessern ⌀.

⌀ (cm)	$\bar{R}+$	$\bar{R}-$	$q = \frac{\bar{R}-}{\bar{R}+}$
3,6	318	374	1,18
1,7	276	384	1,39
1,0	297	442	1,49

In einem weiteren Versuch wurde q bei verschiedenen Überspannungen gemessen (Fig. 14). Die Verwendung einer ebenen Kathode

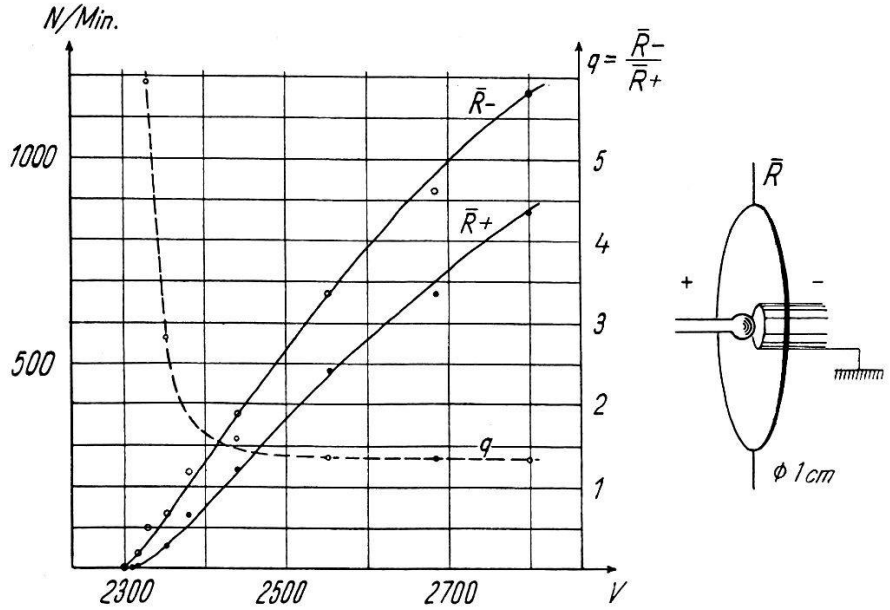

Fig. 14.
Ringpotentialabhängigkeit als Funktion der Überspannung.

hat keine Bedeutung. Die V_0-Änderung von etwa 10 V kann für grössere Überspannungen niemals als Ursache der Frequenzänderung infolge Umpolens des Ringpotentials in Betracht kommen.

Die Versuche mit der Ringelektrode wurden auch bei UV- und Po-Bestrahlung ausgeführt und ergaben im wesentlichen dasselbe.

Da einerseits Bestrahlung, Spannung, Gasart und -druck hinreichend konstant und das Auflösungsvermögen genügend gross war, andrerseits die V_0-Änderung zu gering, kommt nur noch das

Zählvolumen in Frage, um die obigen Versuche zu erklären. Es lässt sich allerdings nicht entscheiden, ob sich nur die Grösse oder auch die Empfindlichkeit des Zählvolumens ändert. Ein «Kanalversuch», ähnlich dem von FREY[9]) angegebenen, bestätigte, dass das Zählvolumen wirklich geändert wird: Eine ebene Messingkathode war von einem feinen Loch durchbohrt. Die Anode (Pt-Kugel) stand dem Loch genau gegenüber. Als Hilfselektrode war ein koaxialer Ring von 1 cm Durchmesser angebracht. Die Bestrahlung (Po) erfolgte einmal durch das Loch, einmal von der Seite. Die Betriebsspannung wurde unterhalb V_0 gewählt (reiner α-Zählbereich), um nicht eine zu grosse Funkenfrequenz zu erhalten. Messungen mit $\bar{R}+$ und $\bar{R}-$ ergaben, dass der Ring nur dann von Einfluss war, wenn die Bestrahlung von der Seite kam, das Zählvolumen also nicht von vornherein festgelegt war.

Das Zählvolumen, nach GREINACHER[13]) der Raum, in dem Strahlen angezeigt werden, ist unter gewöhnlichen Verhältnissen sehr klein, von der Grössenordnung 0,1 mm³. STUBER[36]) hat das Zählvolumen direkt ausgemessen, und FREY[9]) hat versucht, durch Messung von «Funkenfläche» und «Funkenraum» sowie der entsprechenden Funkenfrequenzen, Aussagen mehr statistischer Art darüber zu erhalten. Auf Grund der beschriebenen Versuche ist es nun möglich, sich eine bestimmte Vorstellung über das Zählvolumen zu machen und diesem Begriff einen physikalischen Inhalt zu geben. Den Schlüssel dazu geben die Versuche mit der doppelten Funkenstrecke. Sie hatten gezeigt, dass die UV-Blitze, welche die Funkenstrecke A emittierte, diese selbst nicht zur Zündung brachten, wohl aber die Strecke B, deren Überspannung höher war. Die Vorgänge in der Nähe der Anode von A, die in einer Vorentladung bestehen, lösen also an der Kathode von B Funken aus. Diese Vorentladungen sind schon bei geringerer Feldstärke möglich als die Hauptentladungen und finden bereits unterhalb V_0 statt. Die Funkenstrecke besitzt Zähleigenschaft, ohne selbst zu zünden. Ihr kann also ein bestimmtes Zählvolumen zugeschrieben werden, das erst bei hinreichender Unterschreitung des Funkenpotentials auf Null zusammenschrumpft.

Fasst man die Doppelfunkenstrecke als eine Zähleinheit auf, so kann man dieser ein zweigeteiltes Zählvolumen zuschreiben, eines (A), wo nur Vorentladungen bzw. Anregung ausgelöst wird und eines (B), wo Anregung und Funkenübergang zugleich eintreten. Genau besehen besitzt auch B eine solche Randzone mit blosser Anregung. Man gelangt so allgemein zur Vorstellung, dass bei jeder Zählfunkenstrecke ein solch doppelt gegliedertes Zählvolumen vor-

handen ist, ein inneres, wo Vor- und Hauptentladung möglich sind und ein äusseres, wo das Feld nur zur Anregung und Auslösung einer Vorentladung ausreicht. Dabei ist nicht gesagt, dass jedes durch das UV an der Kathode befreite Elektron eine Zündung herbeiführt. Es wird im allgemeinen nur ein gewisser Prozentsatz der ins Zählvolumen eindringenden ionisierenden Teilchen gezählt: Das Zählvolumen besitzt eine je nach Anordnung und Teilchenart verschieden grosse Zählempfindlichkeit (siehe FREY[9]), die von innen nach aussen abnimmt.

Auf Grund der gewonnenen Vorstellungen über das Zählvolumen lassen sich nun die Verhältnisse bei verschiedenen Elektrodenanordnungen genauer überblicken, und es lassen sich entsprechende Versuche zur experimentellen Bestätigung anführen.

Zunächst seien die Verhältnisse für zwei Kugelelektroden dargestellt (Fig. 15). Der Raum, in dem die Feldstärke zur UV-Anregung

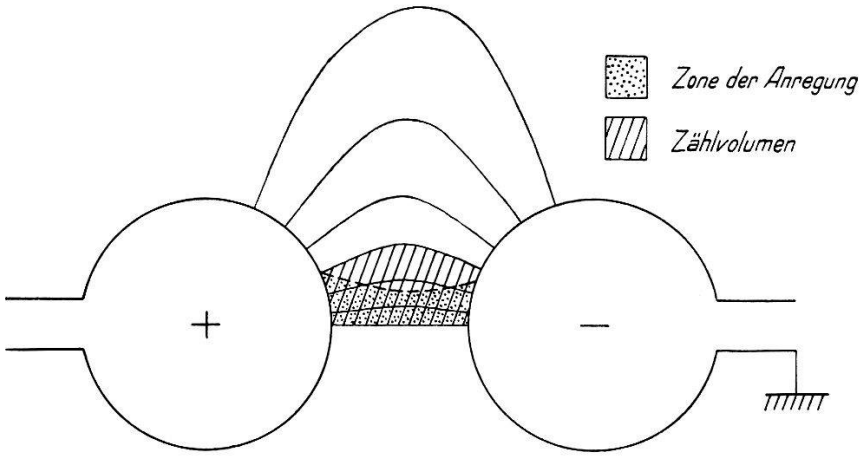

Fig. 15.
Zählvolumen zweier Kugeln.

ausreicht, sei punktiert. Alle Elektronen, die von einem Punkt des schraffierten Gebiets ausgehen, gelangen in diesen Raum, wobei angenommen wird, dass sich die Elektronen ungefähr längs der Feldlinien bewegen. Der schraffierte, von einem Mantel aus Feldlinien umgebene Raum stellt also das Zählvolumen dar.

Etwas anders liegen die Verhältnisse bei der Anordnung Kugel/Platte. Ist die Kugel Anode, so ist zwar das Resultat ähnlich dem vorhergehenden (Fig. 16a), nicht aber, wenn sie Kathode ist (Fig. 16b). Hier nimmt das Feld von der Kathode zur Anode ab, wie auch die Breite der Anregungszone. Da ferner alle aus der Kathode (Photoeffekt) und nahe davor (Ionisation) befreiten Elektronen unmittelbar in diese Zone gelangen, ist sie mit dem Zählvolumen identisch. Dieses wird somit nicht von Feldlinien begrenzt und ist, wie ersichtlich, kleiner als im andern Falle.

Ein Versuch, dessen Elektrodenanordnung schon in Fig. 14 dargestellt wurde, ermöglichte zu zeigen, dass Fig. 16 die Verhältnisse richtig wiedergibt. Um bei beiden Polaritäten vergleichbare Verhältnisse zu erhalten, müsste auf gleiche Überspannung eingestellt werden. Der V_0-Unterschied beträgt im vorliegenden Fall (Tabelle 1) etwa 40 V. Obschon die positive Spannung 30 V zu tief gewählt wurde, betrug die Funkenfrequenz, wie folgende Zahlen zeigen, das dreifache von der bei negativer Kugel gemessenen. Es

Funken/Min. Ra-Bestrahlung.

Spannung an Kugel	$\bar{R}-$	$\bar{R}+$
— 2700	96	99
+ 2630	313	283

darf ohne weiteres angenommen werden, dass $\frac{\bar{R}- + \bar{R}+}{2}$ den Frequenzen entsprechen, die man ohne Ring gemessen hätte. Es ist ferner bemerkenswert, dass der Einfluss des Ringes hier je nach

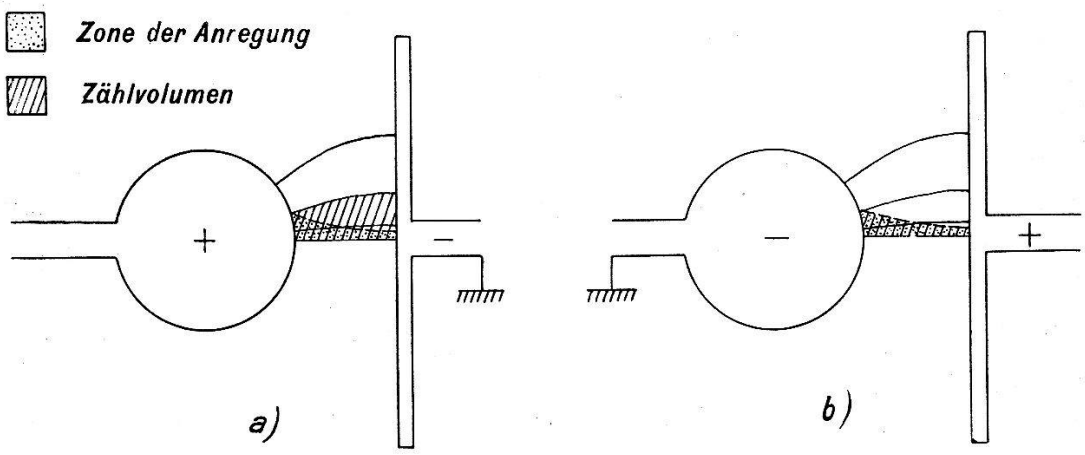

Fig. 16.
Zählvolumen zwischen Kugel und Platte.

Polarität verschieden ist. Nun hängt gemäss Fig. 16 das Zählvolumen bei + Kugel von der Anodenfeldstärke ab, bei — Kugel aber von der Kathodenfeldstärke. Der negative Ring verstärkt aber jedesmal die Anodenfeldstärke und schwächt das Feld an der Kathode.

Im Falle zweier Kugeln, wovon immer eine geerdet ist, haben wir an der nicht geerdeten Kugel die grössere Feldstärke. Danach wäre das Zählvolumen bei geerdeter Kathode um ein weniges grösser. Die Existenz dieses kleinen Effektes kann jedoch nur

schwer festgestellt werden, denn der Einfluss der Umgebung kann kaum genügend ausgeschaltet werden, auch zählt keine Funkenstrecke in beiden Richtungen genau gleich. In diesem Sinne müssen auch die bei Fig. 13 vermerkten Zahlen mit einer gewissen Zurückhaltung beurteilt werden.

Aus der in Tabelle 4 wiedergegebenen Versuchsreihe folgt, dass der Ringeinfluss grösser ist, wenn die Kathode geerdet ist ($E-$). Die Anordnung war die von Fig. 12, die Ra-Bestrahlungsintensität jedoch für jede Spannung wieder anders. Man könnte auch so sagen:

Tabelle 4.

V (Volt)	$E-$		$E+$		q_{E-}	q_{E+}
	$\bar{R}-$	$\bar{R}+$	$\bar{R}-$	$\bar{R}+$		
2900	308	88	196	100	3,50	1,96
2960	174	55	122	65	3,17	1,88
3000	143	37	118	42	3,87	2,81

Wenn man beispielsweise Schaltung 1 und 2 (Fig. 13) vergleicht, so erhält man $q_1 > q_2$, wobei $q = \bar{R}-/\bar{R}+$. In diesen Fällen hängt das Zählvolumen fast nur vom Anodenpotential ab. Ist die Anode geerdet ($E+$), dann wirkt die Umgebung entgegen $\bar{R}-$ und mit $\bar{R}+$, aber der Ringeinfluss überwiegt. Also ist $q_{E-} > q_{E+}$.

Weitergehende Versuche über den Einfluss verschiedener Kathodenmaterialien unterblieben, da die interessierenden Metalle schlechte Zählwirkung aufweisen. Die angeführten Versuche dürften aber schon weitgehende Aufschlüsse über die Funkenauslösung erlauben. In diesem Zusammenhang hat das, was Frey[9]) als Funkenraum bezeichnete, seine Bedeutung verloren, da das Zählvolumen von anderen Grössen abhängt als der Funkenraum.

6. Der Funkenzähler als Messgerät.

Schon Frey[9]) konnte zeigen, dass der Funkenzähler mit Pt-Kügelchen in geschlossenem, trockene Luft enthaltenden Glasgefäss während einer längeren Messreihe konstante Zählempfindlichkeit besass. Dies ermöglichte ihm auch, die genaue Proportionalität zwischen Funkenfrequenz und Bestrahlungsintensität festzustellen. Es musste nun die Frage interessieren, wie sich der Zähler bei langandauerndem Gebrauch und nach Einschalten längerer Pausen verhält, ferner, welche Lebensdauer er besitzt. Eingehende Versuche wurden mit $F\,5$ durchgeführt. Zunächst wurde eine ungefähr

14 Tage dauernde Messreihe aufgenommen, wobei innert nicht ganz 100 Stunden etwa 500000 Funken übergingen. Die mittlere Frequenz eines Tages (bei stets gleicher Bestrahlungsintensität) nahm in dieser Zeit von 92 allmählich auf 79 (pro Minute) ab. Einige Tage später wurde eine zweite, fünf Tage dauernde, wieder 500000 Funken umfassende, Serie aufgenommen, wobei die Funken durch eine Zusatzkapazität von 50 pF verstärkt waren. Die Frequenz wies jetzt einen nur zwischen 171 und 179 schwankenden Wert auf. Um nun innert kürzerer Zeit auf wesentlich höhere Funkenzahlen zu kommen, wurde in der Folge mit Untersetzer gearbeitet und der Kondensator weggelassen. Nachdem die Funkenstrecke etwa zwei

Tabelle 5.

Dauerversuche mit F 5 (ohne Kapazität, R = 10^8 Ω).

Datum	$\bar{N}$	$\frac{\bar{p}}{\sqrt{\bar{N}}}$	N_0	f	t h Min.	Σ
25. 2. 47	3227	0,8		2	0.12	39 000
26.	3231	0,5		12	7. 5	1 370 000
27.	3064	1,3		24	5.20	980 000
28.	3273	1,1		33	7. 4	1 390 000
1. 3.	3273	1,0		13	3.19	650 000
3. 3.	3170	1,2	0	16	3. 5	585 000
						5 014 000
11. 6. 47	4163	0,8		10	6.27	1 610 000
12.	4007	0,9		9	3.40	881 000
13.	3981	2,9	0	10	3.22	803 000
						3 294 000
10. 7. 47	4144	1,8		9	3.10	790 000
11.	4444	1,7		15	8.44	2 330 000
12.	4536	3,8		9	3.26	1 025 000
14.	4412	2,4		16	9.20	2 470 000
15.	4251	2,1	1,3	5	0.35	150 000
						6 765 000
Total (+ 2 im Text erwähnte Serien):						16 035 600

Legende:

$\bar{N}$ mittl. Funkenfrequenz pro Minute.
$\bar{p}$ mittl. Abweichung vom Mittel.
N_0 Nulleffekt pro Minute.
f Anzahl der $\bar{N}$-Messungen.
t Betriebsdauer.
Σ Anzahl der Funken.

Ra-Bestrahlung, konstant und gleich für diese 3 Messreihen.
Spannung: 2865 Volt.

Monate unbenützt gestanden hatte, wurden die in Tabelle 5 zusammengestellten Zahlen gefunden. Man erkennt, dass die mittlere Frequenz innert einiger Tage merklich konstant blieb, aber doch (trotz konstanter Bestrahlung), nach einer Pause von drei Monaten, um zirka 30% zugenommen hat. Um festzustellen, inwieweit die Funkenfolge einer rein statistischen Verteilung entspricht, ist auch $\bar{p}/\sqrt{\bar{N}}$ angegeben. Während die Werte am Anfang in der Nähe des theoretischen Wertes 1 liegen, nehmen sie schliesslich zu, was auf das Auftreten einer Nachwirkungserscheinung hindeutet. Im Übrigen arbeitete der Zähler mit bemerkenswerter Konstanz. So konnte beim Vergleich zweier schwacher Ra-Präparate, trotz relativ kleiner Funkenzahl, ein auf 2,5% genaues Resultat ermittelt werden. Auch konnte die Konstanz der Betriebsspannung mittels der Funkenfrequenz sogar genauer als mit dem Elektrometer beurteilt werden.

Abschliessend ist zu sagen, dass die Funkenstrecke F 5 bis etwa $6 \cdot 10^6$ Funken einwandfrei zählte, aber auch nach $1{,}6 \cdot 10^7$ Funken noch funktionierte. Allerdings wiesen die Elektroden neben den Funkenflächen eine dunkelbraune Bestäubung auf, und das Silicagel zeigte durch seine Verfärbung (gelblich bei Betrieb, farblos nachher; nur die nächstliegenden Körner) eine gewisse Änderung des Gasgehaltes an.

Es wurde nun versucht, eine zweite gleiche Funkenstrecke herzustellen. Es zeigte sich aber, dass dies nicht ohne weiteres möglich ist. Denn diese Funkenstrecke (F 6) wies deutliche Nachwirkung auf, die mit dem K. O. leicht zu erkennen war, und die auch nach 10^7 Funken und nach Reinigen und Ausglühen nicht verschwand.

Schliesslich war zur Beurteilung der Leistungsfähigkeit des Funkenzählers wichtig zu ermitteln, wie hoch hinauf die Frequenz statistisch verteilter Funken getrieben werden kann. So erreichte man mit F 2 bei einer Überspannung von 670 V und starker Ra-Bestrahlung eine mittlere Frequenz von 258 Funken in der Sekunde. Diese Frequenz war zu hoch, als dass Beobachtungen mit dem K. O. über die Verteilung der Funken hätten Aufschluss geben können. Da aber die drei verschiedenen Trennzeiten des Untersetzers bekannt waren, war eine gewisse Möglichkeit gegeben, statistische Verteilung von regelmässiger Folge zu unterscheiden:

Es wurden gezählt	(n_0)	234,3	257,0	258,2	(pro s)
Trennzeit	(τ)	1/1950	1/4800	1/6300	(s)
wahre Frequenz: $n = n_0\, e^{-n_0 \tau}$		269	272	269	

Obschon der Nulleffekt beträchtlich war (zirka 17/Minute), darf angenommen werden, dass es sich bei dieser Frequenz doch noch

um ein Zählen unregelmässig verteilter Funken gehandelt hat (16200 in der Minute).

Nachwirkung und Nulleffekt können im allgemeinen niedrig gehalten werden. Somit richtet sich die Verwendbarkeit des Funkenzählers in erster Linie nach der Konstanz der Empfindlichkeit. Versuche zeigten, dass das Funkenpotential unabhängig ist vom Abnützungszustand der Elektroden. Deshalb muss geschlossen werden, dass die Empfindlichkeitsänderungen von Änderungen des Zählvolumens herrühren. Diese bestehen wohl vor allem in den Schwankungen der photoelektrischen Eigenschaften der Kathode, wie sie z. B. infolge Kathodenzerstäubung eintreten können. Es liess sich zeigen, dass solche Zählempfindlichkeitsänderungen auch künstlich hervorgerufen werden können. Es genügte, einen als Kathode verwendeten Ag-Spiegel mit einer Kerzenflamme zu berussen. Die (allerdings wenig zuverlässig arbeitende) Funkenstrecke war hernach sogar für sichtbares Licht empfindlich.

Die vorliegende Arbeit wurde auf Anregung von Herrn Prof. Dr. H. Greinacher im Physikalischen Institut der Universität Bern ausgeführt. Ich möchte meinem verehrten Lehrer für sein Interesse und seine wertvollen Ratschläge meinen herzlichsten Dank aussprechen.

Bern, Physikalisches Institut der Universität.

Literatur.

1) F. Alder, E. Baldinger, P. Huber und F. Metzger, H. P. A. **20**, 73 (1947).
2) T. E. Allibone and J. M. Meek, Journ. sc. instr. **21**, 21 (1944).
3) E. Baldinger, H. P. A. **19**, 202 (1946).
4) W. Bartholomeyczyk, Zs. f. Phys. **116**, 235 (1940).
5) W. Christoph, Ann. d. Phys. (5) **30**, 446 (1937).
6) H. Costa, Zs. f. Phys. **113**, 531 (1939).
7) H. Costa und H. Raether, Nat. Wiss. **26**, 593 (1938).
8) J. Dosse und G. Mierdel, Der elektrische Strom im Hochvakuum und in Gasen, Leipzig 1943.
9) P. Frey, H. P. A. **19**, 41 (1946).
10) H. Greinacher, H. P. A. **7**, 360, 514, 641 (1934).
11) H. Greinacher, H. P. A. **8**, 89, 265 (1935).
12) H. Greinacher, Zs. f. techn. Phys. **16**, 165 (1935).
13) H. Greinacher, H. P. A. **9**, 590 (1936).
14) H. Greinacher, Zs. f. techn. Phys. **19**, 132 (1938).
15) H. Greinacher, H. P. A. **20**, 222 (1947).
16) E. Greiner, Zs. f. Phys. **81**, 543 (1933).
17) H. L. von Gugelberg, H. P. A. **20**, 307 (1947).
18) M. W. Hoffmann, Ann. d. Phys. u. Chem. **60**, 269 (1897).
19) W. Holzer, Zs. f. Phys. **77**, 676 (1932).

[20]) P. Huber, W. Hunzinger und E. Baldinger, H. P. A. **20**, 525 (1947).
[21]) P. Jeanguenin, H. P. A. **17**, 319 (1944).
[22]) H. Kläy, H. P. A. **12**, 443 (1939).
[23]) F. Kottler, Hdb. d. Phys. (Geiger und Scheel), Bd. **12**, 424 (1927).
[24]) A. Liechti, Strahlentherapie **62**, 343 (1938).
[25]) J. C. Maxwell, A Treatise on Electricity and Magnetism. 2 Bde., Oxford 1892 (3. Aufl.).
[26]) E. Meili, H. P. A. **18**, 79 (1945).
[27]) H. V. Neher and W. W. Harper, Phys. Rev. **49**, 940 (1936).
[28]) H. Paetow, Zs. f. Phys. **111**, 770 (1939).
[29]) H. Raether, Zs. f. Phys. **110**, 611 (1938).
[30]) F. Roggen und P. Scherrer, H. P. A. **15**, 497 (1942).
[31]) W. Rogowski, Arch. f. Elektrot. **25**, 551 (1931).
[32]) W. Rogowski, Zs. f. Phys. **100**, 1 (1936).
[33]) R. Schade, Zs. f. Phys. **108**, 353 (1938).
[34]) W. Schwiecker, Zs. f. Phys. **116**, 562 (1940).
[35]) J. Strong, Procedures in Experimental Physics. New York 1946, S. 294.
[36]) R. Stuber, H. P. A. **12**, 109 (1939).
[37]) J. S. Townsend, Marx: Hdb. d. Rad. I, 1920.
[38]) R. Tuokko, Acta Soc. Sc. Fennicae, Nova Series A, III, No. 2, 8 (1939).